СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P4 - 11472

Г.Кырчев

О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ К ОПИСАНИЮ ФРАГМЕНТАЦИИ ОДНОФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПО СЛОЖНЫМ СОСТОЯНИЯМ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1978

Р4 - 11472

Г.Кырчев

О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ К ОПИСАНИЮ ФРАГМЕНТАЦИИ ОДНОФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПО СЛОЖНЫМ СОСТОЯНИЯМ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Кырчев Г. P4 - 11472

О применении метода силовых функций к описанию фрагментации однофононных состояний по сложным состояниям в четно-четных деформированных ядрах

В рамках квазичастично-фононной модели построен математический аппарат для вычисления силовых функций приведенных вероятностей мультипольных переходов без решения уравнений на собственные значения (что позволяет обойти ряд технических трудностей при практической реализации метода) в четно-четных деформированных ядрах. Цель работы - получение явных выражений (удобных с вычислительной точки зрения) для силовых функций возбуждения гигантских мультипольных резонансов (ГМР). На основе полученных формул можно исследовать влияние эффектов ангармоничности на структуру ГМР. В работе использовался метод силовых функций. Это способ непосредственного вычисления физических наблюдаемых, усредненных в некотором энергетическом интервале, без промежуточного этапа детального расчета каждого уровня. Показано, что при выключении взаимодействия квазичастиц с фононами рассматриваемая модель переходит в гармоническую.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kyrchev G. P4 - 11472

On the Use of the Method of Strength Functions for the Description of the Fragmentation of One-Phonon States Over Complex States in Doubly Even Deformed Nuclei

Within the quasiparticle-phonon model a mathematical apparatus is constructed for calculating the strength functions of reduced multipole transition probabilities without solving the eigenvalue equations (what allows one to overcome some technical difficulties in realizing the method) in doubly even deformed nuclei. The aim of the paper is to derive explicit expressions (convenient for calculations) for the excitation strength functions of giant multipole resonances (GMR). The obtained formulae can be used to study the influence of anharmonic effects on the structure of GMR. The method of strength functions has essentially been used in the paper. It implies direct calculation of physical observables averaged in a certain energy interval without a detailed calculation of each level. It is shown that if the quasiparticle-phonon interaction is excluded, the model becomes harmonic.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

Метод силовых функций /МСФ/ - способ прямого вычисления физических наблюдаемых /или величин, извлекаемых из эксперимента/, усредненных в некотором энергетическом интервале, минуя промежуточный этап детального расчета каждого уровня. В работе [1] было, в частности, продемонстрировано, что МСФ дает адекватную основу для теоретического анализа структуры ядер при больших энергиях возбуждения. В [2] построен математический аппарат для вычисления силовых функций приведенных вероятностей электрических переходов без решения уравнений на собственные значения в нечетных деформированных ядрах.

В настоящей работе модель, основанная на учете взаимодействия квазичастиц с фононами [3-5], модифицируется, как и в [1,2], чтобы ее можно было применять для описания затухания гигантских мультипольных резонансов /ГМР/ по двухфононным состояниям в четно-четных деформированных ядрах. В данной работе акцент сделан на описании используемого формализма. При доказательстве ряда соотношений выбран несколько иной путь, чем в [2]. На примере квазичастично-фононной модели четно-четных деформированных ядер четко проявляются преимущества фононного языка при теоретическом описании "спредовых" ширин ГМР. Цель работы - проиллюстрировать это.

1. МОДЕЛЬНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН И ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ

Полное описание построения модельного гамильтониана полумикроскопической теории ядра дано в [3,4].

Гамильтониан модели четно-четного ядра и выражения для коэффициентов волновой функции, содержащей однофононные и двухфононные члены, приводились неоднократно, поэтому этих важных вопросов коснемся лишь в нужной в данном случае степени. Гамильтониан H содержит среднее поле, спаривательное взаимодействие и факторизованные мультипольные силы, включающие изоскалярную и изовекторную компоненты. Основную часть H с учетом решений секулярных уравнений для однофотонных состояний [3–5] можно представить в виде

$$H = H_v + H_{vq} = \sum_g \omega_g Q^+_g Q_g -$$

$$-\frac{1}{2} \sum_g \Big\{ \sum_{ss'} \Gamma^g_{ss'}(n) \Big[\sum_\sigma \pm \alpha^+_{s\pm\sigma} \alpha_{s'\sigma} (Q^+_g + Q_g) + h.c. \Big] +$$

$$+ \sum_{rr'} \Gamma^g_{rr'}(p) \Big[\sum_\sigma \pm \alpha^+_{r\pm\sigma} \alpha_{r'\sigma} (Q^+_g + Q_g) + h.c. \Big] \Big\}. \qquad /1/$$

Используются те же самые обозначения, что и в [4], меняется определение величин

$$\Gamma^g_{ss'}(n) = \frac{v_{ss'}}{2\sqrt{Y_g}} f^q(ss'),$$

$$\Gamma^g_{rr'}(p) = \frac{v_{rr'}}{2\sqrt{Y_g}} y^g_p f^q(rr').$$

/Отличие связано с одновременным учетом изоскалярных и изовекторных мультиполь-мультипольных взаимодействий при описании однофононных состояний/. Явный вид Y_g и y^g_p дан в [6]. H_{vq} в /1/ описывает взаимодействие квазичастиц с фононами. Волновую функцию неротационного состояния с определенными K^π запишем, следуя [5], в форме

$$\Psi_n(K^\pi) = \Big[\sum_{i=1}^{m_0} C^n_{q_0 i}(\eta_n) Q^+_{q_0 i} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_G D^G_{q_0}(\eta_n)(Q^+ Q^+)_G \Big] \Psi_0. \qquad /2/$$

Здесь n - номер возбужденного состояния, m_0 - число учитываемых однофононных состояний, $G = (g_1 g_2)$. Коэффициенты C и D подчинены условию нормировки

$$\sum_{i=1}^{m_0} [C_{q_0 i}(\eta_n)]^2 + \sum_G [D^G_{q_0}(\eta_n)]^2 = 1. \qquad /3/$$

Из вариационного принципа

$$\delta \{ (\Psi^*_n(K^\pi) H \Psi_n(K^\pi)) - \eta_n (\Psi^*_n(K^\pi) \Psi_n(K^\pi)) \} = 0$$

получаем систему алгебраических уравнений относительно C и D, которую для дальнейшего удобно записать в матричной форме:

$$\left(\begin{array}{ccc|ccc} \omega_{q_0 1} - 1 & & 0 & -U^{G_1}_{q_0 1} & \cdots & -U^{G_N}_{q_0 1} \\ & \ddots & & \vdots & & \vdots \\ 0 & & \omega_{q_0 m_0} - \eta & -U^{-G_1}_{q_0 m_0} & \cdots & -U^{G_N}_{q_0 m_0} \\ \hline & & & \omega'_{G_1} - \eta & & 0 \\ & -U^T & & & \ddots & \\ & & & 0 & & \omega_{G_N} - \eta \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} C_{q_0 1}(\eta) \\ \vdots \\ C_{q_0 m_0}(\eta) \\ \hline D^{G_1}_{q_0}(\eta) \\ \vdots \\ D^{G_N}_{q_0}(\eta) \end{array} \right) = 0, \qquad /4/$$

где

$$\omega_G \equiv \omega_{g_1} + \omega_{g_2} \quad (U^T)_{k\ell} = U_{\ell k}, \quad U^G_{q_0 i} = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle Q_{q_0 i} H_{vq} Q^+_{g_1} Q^+_{g_2} \rangle^{/5/}.$$

Как видно из /4/, матричные элементы $U^{G}_{q_0 i}$ связывают однофононное подпространство с двухфононным и ответственны за фрагментацию $\{g_0\}$ по $\{G\}$. Было показано [5], что энергии возбужденных состояний η_n суть корни секулярного уравнения

$$D(\eta) \equiv \det||a_{ii'}(\eta)|| = 0 \qquad /5/$$

и что модель допускает точное решение для C и D в аналитическом виде:

$$C_{q_0 i}(\eta) = \frac{A_{ki}(\eta_n)}{\sqrt{\sum_{j=1}^{m_0}[A_{kj}(\eta_n)]^2 + \sum_{j,j'=1}^{m_0} A_{kj}(\eta_n)A_{kj'}(\eta_n)\frac{\partial K^n_{jj'}(\eta)}{\partial\eta}\Big|_{\eta=\eta_n}}}, \qquad /6/$$

$$D^{G}_{q_0}(\eta_n) = \frac{1}{(\omega_G - \eta_n)}\sum_{i=1}^{m_0} U^{G}_{q_0 i} C_{q_0 i}(\eta_n), \qquad /7/$$

где

$$a_{ii'}(\eta) \equiv (\omega_{q_0 i} - \eta)\delta_{ii'} - K_{ii'}(\eta), \qquad /8/$$

$$K_{ii'}(\eta) \equiv \sum_G \frac{U^{G}_{q_0 i} U^{G}_{q_0 i'}}{\omega_G - \eta}, \qquad /9/$$

$$A_{ki}(\eta) = (-1)^{k+i} M^{ki}(\eta), \quad M^{ki}(\eta) -$$

- соответствующий минор определителя в /5/.

Учитывая /5/ и /6/ и пользуясь общими свойствами детерминантов, можно доказать соотношения

$$[C_{q_0 i}(\eta_n)]^2 = -\frac{1}{\frac{\partial}{\partial\eta}\left[\frac{D(\eta)}{M^{ii}(\eta)}\right]_{\eta=\eta_n}}, \qquad /10/$$

$$\frac{C_{q_0 j}(\eta_n)}{C_{q_0 i}(\eta_n)} = \frac{A_{ij}(\eta_n)}{A^{ii}(\eta_n)} = \frac{(-1)^{i+j} M^{ij}(\eta_n)}{M^{ii}(\eta_n)}, \qquad /11/$$

где $M^{ii} \neq 0$.

Формулы /10/ и /11/ существенно используются при выводе выражений, удобных для численных расчетов силовых функций.

2. *ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ*

Приведенную вероятность перехода мультипольности q_0 между основным состоянием Ψ_0 и возбужденным $\Psi_n(K^\pi)$ запишем в виде

$$B(E_{q_0};0^+0 \to I_f^{\pi_f} K_f) \equiv B(E_q;0 \to \eta_n) = (00\lambda_0\,0|I_f K_f)^2 M_n^2, \qquad /12/$$

$$M_n \equiv (\Psi_0^* \mathfrak{M}(Eq_0)\Psi_n(K^\pi)) = \sum_{i=1}^{m_0} C_{q_0 i}(\eta_n)\Phi_{q_n i}(\eta_n), \qquad /13/$$

$$\Phi_{q_0 i}(\eta) \equiv \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2-\delta_{\mu_0 0}}{Y_{q_0 i}}}\,[e_{eff}^{(\lambda_0)}(n)X^{q_0 i}(n) +$$

$$+ e_{eff}^{(\lambda_0)}(p)\, y_p^{q_0 i} X^{q_0 i}(p)] +$$

$$+\sum_G \frac{U^G_{q_0 i} V^G_{q_0}}{\omega_G - \eta_n} = L_i(q_0) + \sum_G \frac{U^G_{q_0 i} V^G_{q_0}}{\omega_G - \eta_n}, \qquad /14/$$

$$\mathfrak{M}(Eq_0) = \sum_{i=1}^{m_0} L_i(q_0)(Q^+_{q_0 i} + Q_{q_0 i}) +$$
$$+\sum_G V^G_{q_0}[(Q^+Q^+)_G + \text{h.c.}] + (\sim Q^+ Q). \qquad /15/$$

В формуле /14/ $e^{(\lambda_0)}_{eff}(n)$ и $e^{(\lambda_0)}_{eff}(p)$ - эффективные электрические заряды нейтронов и протонов соответственно; для E1 - переходов имеем:

$$e^{(\lambda_0)}_{eff}(n) = -\frac{Z}{A}e, \qquad e^{(\lambda_0)}_{eff}(p) = \frac{N}{A}e.$$

Функции $X^{q_0 i}(n)$ и $X^{q_0 i}(p)$ определены /как и $Y_{q_0 i}$ и $y^{q_0 i}_p$ / в работе [6]. Присутствие суммы по G в /14/ обязано учету членов $(Q^+Q^+ + QQ)$ в операторе перехода /15/. $V^G_{q_0}$ имеет вид, сходный с $U^G_{q_0 i}$: Выражение для M_n /13/ получается с помощью формул /2/, /7/ и /15/. Формулу /12/ можно было бы в принципе применить для вычисления вероятностей фотовозбуждения ГМР. Гигантские резонансы - высоколежащие распадные состояния. При большой энергии возбуждения ядер велика плотность состояний и сложна их структура.

На опыте наблюдается большое число уровней, которые невозможно разрешить экспериментально, проводится усреднение по некоторому энергетическому интервалу Δ. В такой ситуации индивидуальное описание свойств каждого уровня становится излишним и с теоретической точки зрения [3]. Для получения усредненного значения $B(Eq_0; 0 \to \eta_n)$ в зависимости от энергии η с помощью /12/ нужно найти, решая /5/, энергии η_n всех возбужденных состояний $\Psi_n(K^\pi)$, принадлежащих интервалу

Δ, их волновые функции /очень большое число компонент/, вычислить соответствующие $B(Eq_0;\ 0 \to \eta_n)$ и усреднить по Δ. Таким образом, получим силовую функцию

$$b(Eq_0, \eta) = \frac{1}{\Delta}\sum_{n\,\Delta} B(Eq_0; 0 \to \eta_n), \qquad /16/$$

$\sum_{n}{}_{\Delta}$ - означает суммирование по всем состояниям из интервала Δ с центром в точке η. Ясно, что описанная процедура получения $b(Eq_0, \eta)$ неэффективна, т.к. используется только незначительная часть полученной информации, не говоря о том, что реализация такой программы наталкивается на большие технические трудности. Силовую функцию можно получить гораздо проще, если применить МСФ [1,3].

3. *СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ ПРИВЕДЕННЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ*

Определим силовую функцию как среднее взвешенное:

$$b(Eq_0, \eta) \equiv \sum_n \rho(\eta - \eta_n)\, B(Eq_0;\ 0 \to \eta_n), \qquad /17/$$

где весовая функция $\rho(\eta)$ выбрана для удобства в виде

$$\rho(\eta) = \frac{1}{2\pi}\cdot\frac{\Delta}{\eta^2 + (\frac{\Delta}{2})^2}{}^{*}, \qquad /18/$$

---

*Удобство этой функции в том, что она имеет только два полюса в комплексной плоскости и $\lim\limits_{\Delta\to 0}\frac{\Delta}{2\pi}\cdot\frac{1}{\eta^2+(\frac{\Delta}{2})^2} = \delta(\eta)$.

Δ - параметр размазки. В /17/ производится суммирование по полному набору состояний $\Psi_n(K^{\pi})$. Нетрудно убедиться, что

$$\int\limits_{\eta-\Delta/2}^{\eta+\Delta/2} b(Eq_0, \eta')d\eta' \approx \sum_{n \, \Delta} B(Eq_0; 0 \to \eta_n). \qquad /19/$$

Силовая функция содержит всю необходимую физическую информацию об интегральных характеристиках ГМР, и есть математический прием, позволяющий вычислять ее оптимальным и экономным путем. С учетом /12/ и /13/ получаем из /17/:

$$b(Eq_0; \eta) = (00\lambda_0\mu_0|I_f K_f)^2 \times$$

$$\times \sum_n \sum_{i,i'=1}^{m_0} \rho(\eta-\eta_n) C_{q_0 i}(\eta_n) C_{q_0 i'}(\eta_n) \Phi_{q_0 i}(\eta_n) \Phi_{q_0 i'}(\eta_n) =$$

$$= (00\lambda_0\mu_0|I_f K_f)^2 \sum_n \sum_{i,i'=1}^{m_0} \rho(\eta-\eta_n) C^2_{q_0 i}(\eta_n) \times$$

$$\times \frac{C_{q_0 i'}(\eta_n)}{C_{q_0 i}(\eta_n)} \Phi_{q_0 i}(\eta_n) \Phi_{q_0 i'}(\eta_n).$$

Учтем /10/ и /11/:

$$b(Eq_0, \eta) = (00\lambda_0\mu_0|I_f K_f)^2 \times$$

$$\times \sum_{i,i'=1}^{m_0} \sum_n^{m} \frac{\rho(\eta-\eta_n)(-1)^{i+i'} \dfrac{M^{ii'}(\eta_n)}{M^{ii}(\eta_n)} \Phi_{q_0 i}(\eta_n) \Phi_{q_0 i'}(\eta_n)}{- \dfrac{\partial}{\partial\eta}\left[\dfrac{D(\eta)}{M^{ii}(\eta)}\right]_{\eta=\eta_n}}.$$

Воспользуемся тем, что $\dfrac{D(\eta)}{M^{ii}(\eta)}$ имеет простые нули на правой полуоси, и представим $b(Eq_0, \eta)$ через контурный интеграл:

$$b(Eq_0, \eta) = -(00\lambda_0\mu_0|I_f K_f)^2 \times$$

$$\times \frac{1}{2\pi i} \int\limits_{C_\eta} dz \sum_{i,i'=1}^{m_0} \frac{\rho(\eta-z) M^{ii'}(z)(-1)^{i+i'} \Phi_{q_0 i}(z) \Phi_{q_0 i'}(z)}{D(z)}. \qquad /20/$$

C_η - контур, окружающий корни секулярного уравнения /5/. Вычислить этот интеграл ничуть не легче, чем сумму /17/, однако с помощью теоремы Коши для многосвязной области /8/, стр. 200/ его можно выразить через другие контурные интегралы, которые можно явно найти по теореме о вычетах. Для того, чтобы воспользоваться теоремой Коши, нужно найти все особенности функции

$$f(z) = \sum_{i,i'=1}^{m_0} \frac{\rho(\eta-z)(-1)^{i+i'} M^{ii'}(z) \Phi_{q_0 i}(z) \Phi_{q_0 i'}(z)}{D(z)}. \qquad /21/$$

Она имеет два простых полюса в комплексной плоскости

$z_{1,2} = \eta \pm i\dfrac{\Delta}{2}$, происходящих от $\rho(\eta - z)$. Из /8/, /9/ и /14/ видно, что $D(z)$, $M^{ii'}(z)$ и $\Phi_{q_0 i}(z)$ имеют полюса в точках $z = \omega_{G_0}$ (ω_{G_0} означает *фиксированный* двухфононный полюс/.

Нетрудно убедиться, что вблизи ω_{G_0} функция $f(z)$ имеет вид

$$f(z) \underset{z\to\omega_{G_0}}{\to} \frac{-(V^G_{q_0})\rho(\eta-\omega_G) + \left[\sum_{i=1}^{m_0} \Phi^R_{q_0 i}(\omega_G) \sum_{i'=1}^{m_0} U^G_{q_0 i'} (-1)^{i+i'} \operatorname{Res} M^{ii'}(z)\big|_{z=\omega_{G_0}}\right] + [\ \ ]_{i\to i'}}{\omega_G - z} +$$

$$+\frac{\frac{(V^{G}_{q_0})^2}{2}\sum_{i=1}^{m_0}(-1)^{i}U^{G_0}_{q_0 i}\sum_{i'=1}^{m_0}(-1)^{i'}U^{G}_{q_0 i'}\,\mathrm{Res}\,M^{ii'}(z)|_{z=\omega_{G_0}}}{(\omega_{G_0}-z)^2}, \qquad /22/$$

где

$$\Phi^{R}_{q_0 i}(z)=\Phi_{q_0 i}(z)-\frac{U^{G_0}_{q_0 i}V^{G}_{q_0}}{(\omega_{G_0}-z)}.$$

Можно доказать, что

$$S_i\equiv\sum_{i'=1}^{m_0}(-1)^{i'}U^{G_0}_{q_0 i'}\,\mathrm{Res}\,M^{ii'}(z)|_{z=\omega_{G_0}}=0. \qquad /23/$$

Нетрудно убедиться в справедливости соотношения

$$\mathrm{Res}\,M^{ii'}(z)|_{z=\omega_{G_0}}=\sum_{\substack{k'=1\\k'\neq i'}}^{m_0}U^{G_0}_{k'}M^{ii'}_{k'}(\omega_{G_0};U). \qquad /24/$$

Ограничение $k'\neq i'$ понятно, так как столбец i' не фигурирует в миноре $M^{ii'}$; символ $M^{ii'}_{k'}(\omega_{G_0};U)$ обозначает минор $M^{ii'}(z)$, построенный из элементов

$$a^{R}_{mn}(\omega_{G_0})\equiv a_{mn}(z)+\frac{U^{G_0}_{q_0 m}U^{G_0}_{q_0 n}}{(\omega_{G_0}-z)}$$

/регулярных в точках $z=\omega_{G_0}$ /, причем его k'-й столбец заполнен величинами $U^{G_0}_{q_0 j}$ $(j=1,\dots,i-1,i+1,\dots,m_0)$.

С учетом /24/ левая часть /23/ принимает вид

$$S_i=\sum_{\substack{k',i'=1\\k'\neq i'}}^{m_0}(-1)^{i'}U^{G_0}_{q_0 i'}U^{G_0}_{q_0 k'}M^{ii'}_{k'}(\omega_{G_0};U). \qquad /25/$$

Производя замену индексов суммирования, получаем

$$S_i=\sum_{\substack{k',i'=1\\k'\neq i'}}^{m_0}(-1)^{k'}U^{G_0}_{q_0 k'}U^{G}_{q_0 i'}M^{ik'}_{i'}(\omega_{G_0};U). \qquad /26/$$

Можно доказать, что

$$M^{ik'}_{i'}(\omega_{G_0};U)=\begin{cases}M^{ii'}_{k'}(\omega_{G_0};U), & \text{если } |i'-k'|=1,\\ (-1)^{i'-k'+1}M^{ii'}_{k'}(\omega_{G_0},U)\end{cases} \qquad /27/$$

в остальных случаях.

Из /25/-/27/ вытекает $S_i=-S_i$, что доказывает формулу /23/. Таким образом, $f(z)$ из /22/ выглядит гораздо проще:

$$f(z)\to\frac{\mathrm{Res}\,f(z)|_{z=\omega_{G_0}}}{\omega_{G_0}-z}=\frac{-(V^{G_0}_{q_0})^2\,\rho(\eta-\omega_{G_0})}{\omega_{G_0}-z}. \qquad /28/$$

Кратные полюсы не возникают, как и должно быть, ибо в модели нет вырождения.

Применяя интегральную теорему Коши, имеем из /20/:

$$b(Eq_0,\eta)=(00\lambda_0\mu_0)I_fK_f)^2\left[\int_{C_\omega}+\int_{C_{\rho_1}}+\int_{C_{\rho_2}}+\int_{C_\infty}\right]f(z)\,dz.$$

В этой формуле C_ω - контур, охватывающий полюса ω_G; C_{ρ_i} - окружности с центром в точках $z_i=\eta\pm i\frac{\Lambda}{2}$, $(i=1,2)$; C_∞ - окружность бесконечного радиуса. $\int_{C_\infty}f(z)\,dz=0$, так как $f(z)|_{|z|\to\infty}\to|z|^{-3}$.

Вычеты $f(z)$ в точках z_i найти легко, вычет в точках ω_{G_0} дается /28/, и мы находим окончательное выражение для силовой функции:

$$b(Eq_0,\eta) = (00\lambda_0\mu_0|I_f K_f)^2 \times$$

$$\times\left[\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}\sum_{i,i'=1}^{m_0}\frac{(-1)^{i+i'}M^{ii'}(z)\Phi_{q_0 i}(z)\Phi_{q_0 i'}(z)}{D(z)}\Big|_{z=\eta+i\frac{\Delta}{2}}\right. -$$

$$\left.-\frac{\Delta}{2\pi}\sum_G\frac{(V^{G_0}_{q_0})^2}{(\eta-\omega_{G_0})^2+(\frac{\Delta}{2})^2}\right]. \qquad /29/$$

Формула /29/ позволяет проводить прямые расчеты силовых функций приведенных вероятностей мультипольных переходов без решения уравнения на собственные значения /5/. Если взять Δ достаточно малым, кривая $b(Eq_0,\eta)$ будет иметь ряд узких пиков брейт-вигнеровской формы, причем центр каждого пика совпадает с соответствующим корнем секулярного уравнения /5/. В полной аналогии с /31/ можно получить:

$$S(Eq_0,\eta) = (00\lambda_0\mu_0|I_f K_f)^2 \times$$

$$\times\left[\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}\sum_{ii'}\frac{(-1)^{i+i'}zM^{ii'}(z)\Phi_{q_0 i}(z)\Phi_{q_0 i'}(z)}{}\Big|_{z=\eta+i\frac{\Delta}{2}}\right. -$$

$$\left.-\frac{\Delta}{2\pi}\sum_G\frac{\omega_G(V^G_{q_0})^2}{(\eta-\omega_G)^2+(\frac{\Delta}{2})^2}\right]. \qquad /30/$$

4. ПРАВИЛА СУММ

Пользуясь /1/ - /5/, непосредственными вычислениями можно проверить справедливость соотношений

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\eta\, b(Eq_0,\eta) = \sum_{i=1}^{m_0} L_i^2(q_0) + \sum (V^G_{q_0})^2, \qquad /31/$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\eta\, S(Eq_0,\eta) = \sum_{i=1}^{m_0}\omega_{q_0 i} L_i^2(q_0) +$$

$$+\sum_G \omega_G (V^G_{q_0})^2 - \sum_{G,i=1}^{m_0} V^G_{q_0} L_i(q_0) U^G_{q_0}. \qquad /32/$$

Несмотря на их модельный характер, правила сумм /33/, /34/ полезны при изучении ГМР.

Совершим предельный переход к гармонической модели в случае силовых функций. Положим $U^G_{q_0 i} = 0$, $i = 1,2,\dots,m_0$. Тогда /см. /8/, /9/ и /14// $D(z) = \prod_{i=0}^{m_0}(\omega_i - z)$,

$$M^{ii'}(z) = \delta_{ii'}\prod_{\substack{k=1\\k\neq i}}^{m_0}(\omega_k - z), \quad \Phi_{q_0 i}(z) = L_i(q_0).$$

Подставляя эти выражения в /31/ и /32/, получим

$$b(Eq_0,\eta)|_{U=0} = \sum_i B(Eq_0,\omega_i)\rho(\omega-\omega_i),$$

$$S(Eq_0,\eta)|_{U=0} = \sum_i \omega_i B(Eq_0,\omega_i)\rho(\omega-\omega_i),$$

то есть силовые функции RPA.

Поскольку в данной модели учитывается взаимодействие квазичастиц с фононами, ответственное за фрагментацию однофононных состояний по двухфононным, она может быть использована для изучения затухания гигантских мультипольных резонансов в деформированных ядрах, что и предполагается сделать в дальнейшем.

Автор искренне признателен В.Г.Соловьеву за постоянный интерес к работе и Л.А.Малову, Г.Н.Афанасьеву, Р.В.Джолосу и И.Н.Михайлову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl. Phys., 1976, A270, p.87.
Соловьев В.Г. Нейтронная физика /Материалы III конференции по нейтронной физике/, ч.3, 1976.
Соловьев В.Г. В кн: Избранные вопросы структуры ядра, 1976, т.2, с.146, изд. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1977.
2. Акулиничев С.В., Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-9672, Дубна, 1976.
3. Soloviev V.G. JINR, E4-11012, Dubna, 1977.
4. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
5. Вдовин А.И., Кырчев Г., Стоянов Ч. ТМФ, 1974, т.21, с.137; Кырчев Г., Соловьев В.Г. Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, 39, с.2015; Иванова С.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 40, с.750.
6. Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. ТМФ, 1977, т.32, с.134.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. "Наука", М., 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 апреля 1978 года.